

04

Формирование ступени лидера отрицательной молнии

© А.В. Ивановский

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Нижегородская обл., Россия
Саровский физико-технический институт — филиал Национального исследовательского ядерного университета „МИФИ“, Саров, Нижегородская обл., Россия
E-mail: ivanovsky@elph.vniief.ru

Поступило в Редакцию 13 февраля 2026 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2026 г.

Принято к публикации 7 мая 2026 г.

Ранее высказана гипотеза, что ступенчатое распространение лидеров отрицательных молний связано с превышением скорости дрейфа электронов над скоростью лидера при формировании высокотемпературного канала. Это утверждение подтверждено прямым численным моделированием. Рассмотрен ключевой вопрос реализации этого механизма — соотношение скоростей лидера и дрейфа электронов в формируемом канале. Оцененная зависимость скорости дрейфа электронов от плотности плазмы в формируемом при атмосферном давлении канале сравнивается с экспериментальными данными по скоростям отрицательных лидеров.

Ключевые слова: скорость распространения лидера, скорость дрейфа электронов, стример, канал лидера, кулоновские столкновения.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.16.63422.20653

На основании натурных наблюдений и лабораторных исследований на лидерной стадии молнии выделяют две области: стримерную корону и канал [1], как это представлено на рис. 1. Канал является высокотемпературным образованием, обеспечивающим перенос заряда

от облака к головке лидера. Длина канала достигает нескольких километров при диаметрах до нескольких сантиметров. От головки лидера в направлении его распространения стартует множество стримеров, скорость которых v_{st} больше скорости лидера v_h . Совокупность этих стримеров образует стримерную корону, длина которой оценивается десятками метров, поперечные размеры — метрами. Макроскопические процессы лидерного разряда (перенос заряда, распространение, формирование стримерной короны) обеспечиваются токами канала. Однако параметры канала определяются процессами в короне. В работах [2–4] построена замкнутая физическая модель прорастания положительного лидера молнии.

Исходя из представления о стримере как о плазменном образовании с полным зарядом q_{st} и длиной, определяемой длиной прилипания [5] и электронно-ионной рекомбинацией, в [2] показано, что его распространение возможно при напряженности внешнего электрического поля выше порогового $E_{br}^{st} \approx 4 \text{ kV/cm}$. Величина E_{br}^{st} совпадает с минимумом в зависимости частоты прилипания электронов к молекулам кислорода от напряженности электрического поля, который обусловлен двумя каналами прилипания: трехчастичным и диссоциативным. При этом параметры стримера (радиус канала a_{st} и скорость распространения v_{st}) полностью определяются полем E_{st} и его зарядом q_{st} .

Канал лидера формируется при разогреве следа стримера в поле стримерной зоны E_{st} токами электронов, отлипающих от отрицательных ионов и рождаемых в результате ионизации отлиплами электронами. Отлипание электронов происходит в актах взаимодействия

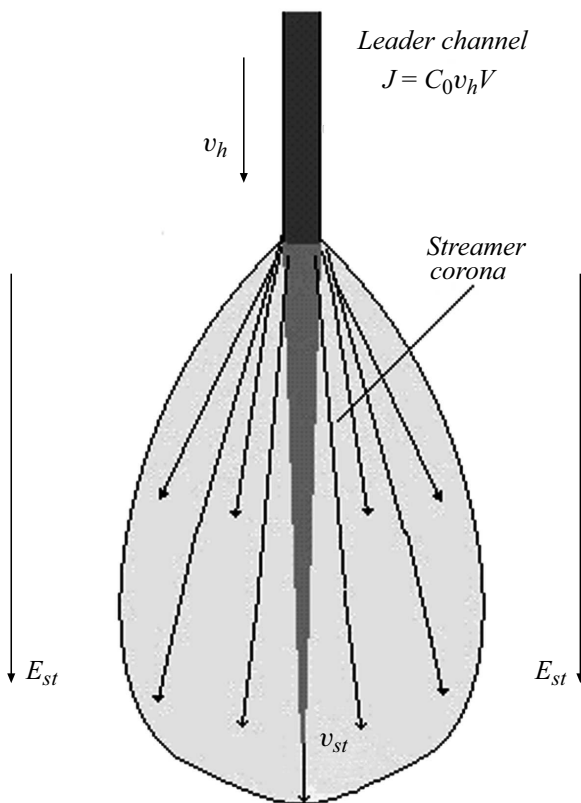


Рис. 1. Схема распространения лидера молнии.

отрицательных ионов с электронно-возбужденными молекулами, т. е. проращение лидера возможно при напряженности поля $E_{st} \geq E^* \approx 10 \text{ kV/cm}$, когда существенны процессы возбуждения молекул электронным ударом [3].

Если время разогрева следа стримера t_{st} постоянно, то потенциал формирования канала $V_{st} \approx E_{st} v_{st} t_{st}$ растет с ростом v_{st} или q_{st} . С уменьшением q_{st} уменьшается радиус a_{st} , и возрастающая роль процессов теплопроводности ведет к росту t_{st} и соответственно потенциала V_{st} . При заданном поле E_{st} зависимость $V_{st}(q_{st})$ имеет минимум V_m , которому соответствуют скорость v_m и заряд q_m стримера. Этот минимум и определяет потенциал $V = V_m$ и скорость распространения лидера $v_h = v_m$ в установившемся режиме, т. е. из совокупности всех стримеров стримерной короны только стримеры с зарядом q_m формируют канал. Остальные создают и поддерживают поле E_{st} , которое в рассмотренной модели считается постоянным вплоть до резкого падения в момент времени, когда проводимость канала превышает проводимость стримерной короны [3].

Иная картина наблюдается при отрицательных молниях, лидерная стадия которых имеет ступенчатый характер. Юман [6] так описал этот процесс. Ступенчатый лидер „движется вниз светящимися ступенями, характерная длина которых составляет 50 м, а интервал времени между ступенями — около $50 \mu\text{s}$. В интервале между ступенями ступенчатый лидер не светится, или, более правильно, он светится недостаточно сильно, чтобы его можно было зарегистрировать на фотопленку при помощи камеры Бойса или барабанной камеры. Каждая ступень лидера становится яркой и видимой за время, меньшее $1 \mu\text{s}$ “.

Визуализация процесса ступенчатого лидера получена в [7] и подробно исследована в [8]. Она основана на экспериментах с длинными отрицательными искрами. Ступени отрицательного лидера связаны с зарождением и развитием лидерных каналов внутри стримерной короны (так называемых пространственных лидеров). В [9] представлена упрощенная схема процесса: от пространственного лидера стартуют стримеры как вверх по направлению к каналу первичного лидера, так и вниз. При соединении пространственного лидера с каналом первичного лидера формируется микровозвратный удар. Поставляемые от первичного канала заряды приводят к развитию направленного вниз лидера (ступени).

Несмотря на восстановленную картину развития, физический механизм формирования внутри стримерной зоны пространственного лидера, а следовательно, и ступени оставался неясен. В частности, неясно, почему формирование пространственного лидера, приводящего к ступенчатому распространению, характерно только для отрицательных молний.

В работе [10] высказана гипотеза происхождения пространственного лидера. Скорость дрейфа электронов в

электрическом поле стримерной короны $E_{st} \approx 10 \text{ kV/cm}$ составляет $v_{dr} \approx 0.64 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ [11], что меньше скорости распространения лидеров молний $v_h \geq 10^7 \text{ cm/s}$. При формировании канала относительная (к нормальной) плотность воздуха δ падает. При этом отношение E/δ растет и может оказаться, что дрейфовая скорость $v_{dr}(E/\delta)$ приблизится или превысит скорость распространения лидера v_h . В результате возникает волна дрейфа электронов, которая движется по направлению распространения первичного лидера, догоняя его. При неизменном потенциале это ведет к росту напряженности электрического поля внутри стримерной короны. При достижении пробойного значения образуется пространственный лидер, прорастающий как в направлении первичного канала, так и в обратную сторону с формированием микровозвратного удара и ступени соответственно.

При положительном лидере дрейфовая скорость электронов также превышает скорость лидера. Однако электроны двигаются в противоположную распространению первичного лидера сторону, и связанного с волной дрейфа роста напряженности электрического поля, необходимого для формирования описанного механизма, не происходит.

Проведенное численное моделирование процессов подтвердило высказанные предположения [10]. Однако ключевым вопросом реализации изложенного механизма является соотношение скоростей лидера v_h и дрейфа электронов v_{dr} на стадии формирования канала. Этот вопрос подробно рассмотрен в настоящей работе.

Как и ранее [3,10], считаем, что канал формируется при атмосферном давлении P_0 . При этом по мере его формирования плотность плазмы ρ в канале меняется от нормальной $\rho = \rho_0$ ($\rho_0 = 1.16 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$) до разреженной $\rho = \rho_0 \delta$ ($\delta \geq 10^{-4}$). При $\delta \geq 0.03$ электроны в основном взаимодействуют с нейтральными частицами и диссоциация молекул воздуха незначительна, т. е. плазма является низкотемпературной. Зависимость скорости дрейфа электронов v_{dr}^{LT} от напряженности электрического поля E в этой области хорошо изучена и может быть интерполирована следующими формулами [11]:

$$v_{dr}^{LT} [\text{cm/s}] = 10^6 \begin{cases} 1.13x^{3/4}, & 2 \leq x \leq 126.3, \\ 3.80x^{1/2}, & 126.3 \leq x \leq 2058, \end{cases} \quad (1)$$

$$x = E/\delta [\text{kV/cm}].$$

При меньших плотностях (больших температурах) начинаются диссоциация и ионизация воздуха. Эти эффекты значительно сказываются на скорости дрейфа электронов уже при степенях ионизации $\alpha_e = n_e/N \geq 10^{-2} - 10^{-3}$ (n_e, N — концентрации электронов и нейтральных частиц), поскольку сечение кулоновских столкновений значительно превышает сечение столкновений с нейтральными частицами. В случае преобладания кулоновских столкновений скорость дрейфа

электронов имеет вид

$$v_{dr}^{HT} = \frac{e}{m_e} \frac{E}{v_{ei}}. \quad (2)$$

Частота кулоновских столкновений v_{ei} определяется из [12]:

$$v_{ei} = \frac{4\sqrt{2}\pi\lambda e^4 \sum_i i^2 n_i}{3\sqrt{m_e T_e^{3/2}}}, \quad (3)$$

где λ — кулоновский логарифм, n_i — концентрация i -кратно ионизованного иона.

Ионный состав плазмы воздуха определяется из решения системы уравнений Саха [13]:

$$\begin{cases} \frac{n_{m+1}^O n_e}{n_m^O} = K_{m+1}^O(T_e), & m = 0, 1, \dots, 7, \\ \frac{n_{m+1}^N n_e}{n_m^N} = K_{m+1}^N(T_e), & m = 0, 1, \dots, 6, \end{cases}$$

$$K_{m+1}^{O,N}(T_e) = 2 \frac{u_{m+1}}{u_m} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{i_{m+1}^{O,N}}{k T_e}}, \quad (4)$$

где n_m^O , n_m^N — концентрации m -кратно ионизованных атомарных ионов кислорода и азота, I_{m+1}^O и I_{m+1}^N — потенциалы ионизации, h — постоянная Планка.

Уравнения (4) дополняются условиями сохранения числа атомов и заряда

$$\sum_{m=0}^8 n_m^O = n^O, \quad \sum_{m=0}^7 n_m^N = n^N, \quad \sum_{m=0}^8 m n_m^O + \sum_{m=0}^7 m n_m^N = n_e, \quad (5)$$

а также равенством давления плазмы в канале внешнему атмосферному давлению

$$P_0 = (n + n_e) k T_e. \quad (6)$$

В формулах (5), (6) считается, что температуры атомов и ионов равны между собой и равны температуре электронов T_e ; n^O , n^N — концентрации атомов кислорода и азота; $n = n^O + n^N$.

При заданной плотности плазмы в канале $\rho = n/N$ ($N = 4.15 \cdot 10^{22}$ 1/g — число частиц в 1g атомарного воздуха) система из 19 уравнений (4)–(6) полностью определяет 19 неизвестных величин: T_e , n_e , n_m^O ($m = 0-8$), n_m^N ($m = 0-7$).

В общем случае скорость дрейфа электронов может быть представлена в виде

$$v_{dr} = \frac{e}{m_e} \frac{E}{v_{ei} + v_{en}}, \quad (7)$$

где v_{ei} определяется из (3), а частота столкновений с нейтральными частицами — из следующего выражения:

$$v_{en} = \frac{e}{m_e} \frac{E}{v_{dr}^{LT}}. \quad (8)$$

На рис. 2 представлена зависимость скорости дрейфа электронов от плотности плазмы в канале, полученная

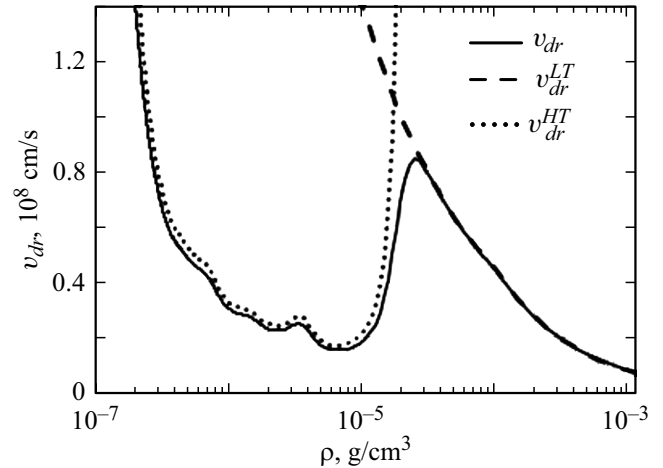


Рис. 2. Скорости дрейфа электронов в зависимости от плотности плазмы канала: общая (v_{dr}), с учетом столкновений только с нейтральным газом (v_{dr}^{LT}) и с учетом только кулоновских столкновений (v_{dr}^{HT}).

по формуле (7) при $E = 12 \text{ кВ/см}$. Там же для сравнения приведены зависимости скоростей дрейфа электронов при учете только кулоновских столкновений v_{dr}^{HT} (по формулам (2), (3)) и только столкновений с нейтральными частицами v_{dr}^{LT} (по формуле (1)).

Видно, что на стадии формирования канала лидера в зависимости скорости дрейфа электронов от плотности плазмы наблюдается максимум $v_{dr} \approx 10^8 \text{ см/с}$, связанный с переходом от столкновений с нейтральными частицами к кулоновским столкновениям. В диапазоне плотностей от 10^{-5} до 10^{-6} г/см^3 скорость дрейфа меняется слабо и составляет $(2-3) \cdot 10^7 \text{ см/с}$. В дальнейшем наблюдается резкое нарастание скорости дрейфа ($\geq 10^8 \text{ см/с}$), связанное с разогревом плазмы канала до температур $\geq 10 \text{ эВ}$.

Отметим, что формирование канала лидера возможно при $E_{st} \geq E^* \approx 10 \text{ кВ/см}$, когда существенны процессы возбуждения молекул электронным ударом. В соответствии с [3] величина E_{st} слабо зависит от скорости лидера v_h и имеет тенденцию уменьшения с ее ростом. Выбранному значению $E_{st} = 12 \text{ кВ/см}$ соответствует $v_h \approx (7-8) \cdot 10^7 \text{ см}$.

На рис. 3 представлена зависимость от плотности концентрации электронов в случае высокотемпературной плазмы (кулоновских столкновений), полученная на основе решения уравнений (4)–(6). Зависимости плотности и скорости дрейфа электронов, представленные на рис. 2, 3, позволяют определить плотность тока электронов

$$j = en_e v_{dr}, \quad (9)$$

и при неизменной массе плазмы в канале отношение тока I к его начальному значению I_0

$$\frac{I}{I_0} = \frac{j(\rho)}{j(\rho_0)} \frac{\rho_0}{\rho}. \quad (10)$$

Зависимость I/I_0 от плотности плазмы представлена на рис. 4.

Из рис. 2, 3 видно, что при $10^{-6} \leq \rho \leq 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ скорость дрейфа и концентрация электронов меняются слабо. Однако величина тока при этом возрастает более чем на порядок (рис. 4). В этой области ток стримерной короны „перебрасывается“ в канал, что ведет к росту его погонной проводимости вследствие гидродинамического расширения. Непрерывность общего тока лидера обеспечивается при этом резким падением по времени напряженности электрического поля стримерной короны. Это происходит при плотностях воздуха $\rho = (0.3-1) \cdot 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ [3,4], определяющих границу применимости зависимости скорости дрейфа от плотности (рис. 2) при постоянной напряженности электрического поля E_{st} в стримерной короне. Кривые на рис. 2 получены при $E_{st} = 12 \text{ kV/cm}$. При вариации E_{st} от 11 до 14 kV/cm картина аналогична: на стадии формирования канала скорость дрейфа электронов проходит через максимум $v_{dr} \approx 10^8 \text{ cm/s}$ при переходе от столкновений с нейтральными частицами к кулоновским столкновениям.

В лабораторных экспериментах [8,14] средняя скорость отрицательных лидеров составляет 10^7 cm/s . Скорости 10^7 cm/s и более наблюдаются для отрицательных лидеров, инициируемых ракетой [15]. Для распространяющихся вверх от башен отрицательных лидеров скорость составляет $(1.2-1.9) \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ [16]. В [17] проанализированы наблюдаемые скорости лидеров натуральных молний, которые в зависимости от условий распространения составили от $8 \cdot 10^6$ до $1.1 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$. В более поздних исследованиях [18] измерялись скорости лидеров натуральных молний в Китае, которые составили от $4.8 \cdot 10^7$ до $5.9 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Итак, видно, что по совокупности лабораторных экспериментов и натуральных наблюдений средняя ско-

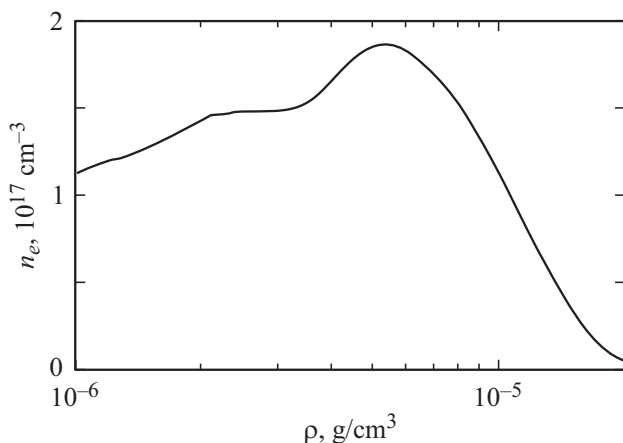


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов от плотности плазмы при $E_{st} = 12 \text{ kV/cm}$ с учетом только кулоновских столкновений.

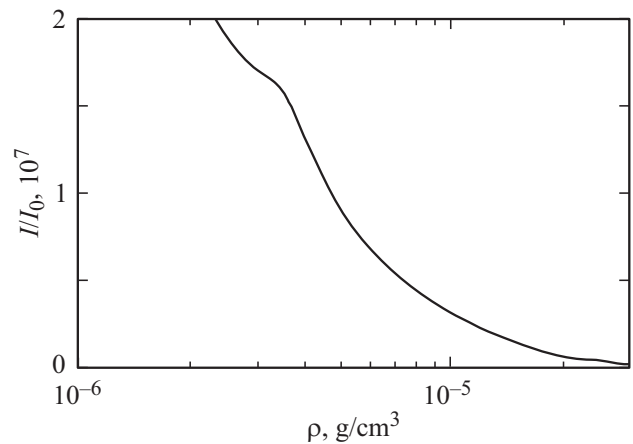


Рис. 4. Зависимость относительного тока от плотности плазмы.

рость прорастания лидеров отрицательных молний $v_h = 10^7-10^8 \text{ cm/s}$.

Таким образом, превышение скорости дрейфа электронов на стадии формирования канала отмечается для всех наблюдаемых отрицательных лидеров. Это свидетельствует в пользу предложенного в [10] механизма формирования ступеней отрицательных лидеров.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер, *Искровой разряд* (МФТИ, М., 1997).
- [2] А.В. Ивановский, *ЖТФ*, **66** (8), 59 (1996).
- [3] А.В. Ивановский, *ЖТФ*, **70** (6), 43 (2000). [A.V. Ivanovskii, *Tech. Phys.*, **45** (6), 710 (2000). DOI: 10.1134/1.1259707].
- [4] A.V. Ivanovskiy, *Phys. Lett. A*, **440**, 128112 (2022). DOI: 10.1016/j.physleta.2022.128112
- [5] Э.М. Базелян, А.Ю. Горюнов, *Электричество*, № 11, 27 (1986).
- [6] М.М. Юман, *Молнии* (Мир, М., 1972).
- [7] Б.Н. Горин, А.В. Шкилев, *Электричество*, № 2, 29 (1975).
- [8] Les Renardieres Group, *Electra*, **74**, 67 (1981).
- [9] A. Nag, V.A. Rakov, *J. Geophys. Res. Atmos.*, **121** (5), 2188 (2016). DOI: 10.1002/2015JD023777
- [10] A.V. Ivanovskiy, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **265**, 106391 (2024). DOI: 10.1016/j.jastp.2024.106391
- [11] А.И. Голубев, А.В. Ивановский, А.А. Соловьев, В.А. Терехин, *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика*, № 2, 17 (1985).
- [12] С.И. Брагинский, в кн. *Вопросы теории плазмы*, под ред. М.А. Леонтовича (Госатомиздат, М., 1963), вып. 1, с. 185.
- [13] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, М., 1963).
- [14] E.R. Williams, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **15**, 91 (2006). DOI: 10.1088/0963-0252/15/2/S12

- [15] R. Fieux, C. Gary, P. Hubert, *Nature*, **257**, 212 (1975).
DOI: 10.1038/257212a0
- [16] K. Berger, *J. Franklin Inst.*, **283**, 478 (1967).
DOI: 10.1016/0016-0032(67)90598-4
- [17] V.A. Rakov, M.A. Uman, *Lightning-physics and effects* (Cambridge University Press, Cambridge, 2003).
- [18] Y. Wang, X. Qie, D. Wang, M. Liu, D. Su, Z. Wang, D. Liu, Z. Wu, Z. Sun, Y. Tian, *Atmos. Res.*, **171**, 121 (2016).
DOI: 10.1016/j.atmosres.2015.12.012